

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

федеральное государственное бюджетное образовательное  
учреждение высшего образования  
«Пермский национальный исследовательский  
политехнический университет»

Кафедра общей физики

# **Физика твердого тела**

*Методические указания к лабораторному практикуму  
для студентов, обучающихся по направлению подготовки  
12.03.03 «Фотоника и оптоинформатика»*

Издательство  
Пермского национального исследовательского  
политехнического университета  
2017

Составитель: Вотинов Г.Н.

УДК 53(07):378

**Физика твердого тела:** метод. указания к лабораторному практикуму / Г.Н. Вотинов. – Пермь: Изд-во Перм. нац. исслед. политехн. ун-та, 2017. – XX с.

Практикум включает в себя 6 лабораторных работ. В основе положены разработки НГТУ для методологического сопровождения лабораторного комплекса МУК-ТТ1. В начале каждой работы даны краткие теоретические сведения, а в конце – вопросы для самоконтроля. Указан порядок выполнения работ. Печатается в авторской редакции.

Предназначены для студентов, обучающихся по направлению подготовки 12.03.03 «Фотоника и оптоинформатика».

Печатается по решению кафедры общей физики протокол № 1 от 01.09. 2017

Рецензент  
канд. физ.-мат. наук, доцент *Д.В. Баяндин*  
(Пермский национальный исследовательский  
политехнический университет)

© ПНИПУ, 2017

## Лабораторная работа №1

### Определение ширины запрещенной зоны полупроводника

**Цель работы:** Исследовать зависимость сопротивления полупроводника от температуры и по ней определить ширину запрещенной зоны.

**Оборудование:** модульный учебный комплекс МУК-ТТ1 в составе:

- |   |       |
|---|-------|
| 1. Блок амперметра-вольтметра АВ1                 | 1 шт. |
| 2. Блок генератора напряжений ГН1                 | 1 шт. |
| 3. Стенд с объектами исследования СЗ-ТТ01         | 1 шт. |
| 4. Соединительные провода с наконечниками Ш4-Ш1.6 | 6 шт. |

#### Краткие теоретические сведения

Зависимость концентрации носителей от температуры в первую очередь проявляет себя при исследовании электропроводности (удельной) полупроводников  $\gamma$ . Электропроводность полупроводника определяется в общем случае двумя типами носителей заряда:

$$\gamma = e(n_e\mu_e + n_p\mu_p),$$

где  $e$  – заряд электрона;  $\mu_e$  и  $\mu_p$  – подвижности,  $n_e$  и  $n_p$  – концентрации свободных электронов и дырок, соответственно. Подвижность определяет дрейфовую скорость (среднюю скорость упорядоченного движения) носителей заряда:

$$\vec{u}_e = \mu_e \vec{E}, \quad \vec{u}_p = \mu_p \vec{E},$$

где  $\vec{E}$  – напряжённость электрического поля.

От температуры могут зависеть только концентрация и подвижность. Очевидно, что подвижность тем выше, чем реже сталкиваются частицы, и, следовательно, менее интенсивное рассеяние.

В полупроводниках возможны следующие механизмы рассеяния: рассеяние на ионах и нейтральных атомах примеси; на дефектах кристаллической структуры и, в основном, на колебаниях решетки (фононах). Как показывают расчеты, зависимость подвижности от температуры можно представить себе как степенную функцию:  $\mu \sim T^\alpha$ , где  $\alpha$  определяется видом рассеяния. Например, при рассеянии на акустических колебаниях решетки  $\alpha = -3/2$ . Концентрация свободных носителей заряда по сравнению с подвижностью сильнее зависит от температуры:  $\exp(-\delta E/2kT)$  и определяет, прежде всего, зависимость проводимости от температуры. На рис. 1 показана типичная зависимость логарифма электропроводности от обратной температуры. Линейные области соответствуют: проводимости собственной 1 и примесной 3, область 2 – переходная.

При относительно высоких температурах проводимость полупроводника в области собственной проводимости равна

$$\gamma = \gamma_0 \exp\left(-\frac{\delta E}{2kT}\right), \quad (1)$$

где  $\delta E$  – ширина запрещенной зоны,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура.

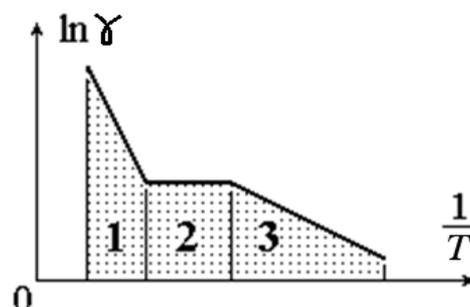


Рис. 1

## Методика эксперимента

В лабораторной работе для исследования берется примесный полупроводник с примесью атомов одного сорта. Нагреванием полупроводник переводится в область собственной проводимости (область I на рис. 1).

Электрическая схема для проведения измерений представлена на рис. 2. При нагревании сопротивление полупроводникового образца может уменьшиться в несколько раз, поэтому, во избежание сильного возрастания тока, в схеме необходимо использовать ограничивающее сопротивление  $R_{огр}$ .

Экспериментально измеряются ток через образец, напряжение и температура. Традиционно в ВУЗах вместо проводимости  $\gamma$  вычисляют величину сопротивления образца  $R$ . Учитывая, что  $R = \rho \ell / S$ , а  $\rho = 1/\gamma$ , где  $\rho$  – удельное сопротивление,  $\ell$  – длина образца,  $S$  – площадь поперечного сечения, то из формулы (1) получаем

$$R = R_0 \exp\left(\frac{\delta E}{2kT}\right). \quad (2)$$

Логарифмируя выражение (2)

$$\ln R = \ln R_0 + \frac{\delta E}{2k} \frac{1}{T} \quad (3)$$

и вычисляя производную по  $(1/T)$ , получаем для ширины запрещённой зоны формулу

$$\delta E = 2k \frac{d \ln R}{d\left(\frac{1}{T}\right)}, \quad (4)$$

которая позволяет оценить ширину запрещенной зоны полупроводника с помощью экспериментально полученного графика зависимости  $\ln R$  от  $\frac{1}{T}$  и последующего определения по нему численного значения производной:

$$\frac{d \ln R}{d\left(\frac{1}{T}\right)} \approx \frac{\Delta \ln R}{\Delta\left(\frac{1}{T}\right)}.$$

Более точное значение ширины запрещенной зоны полупроводника предлагается определить на основе метода наименьших квадратов (МНК), поскольку зависимость  $\ln R$  от  $1/T$  имеет линейный вид (3). Введя обозначения  $y = \ln R$ ,  $x = 1/T$ , получаем, что  $y = ax + b$ , где

$$a = \frac{\delta E}{2k}, \quad b = \ln R_0, \quad (5)$$

откуда, в частности:

$$\delta E = 2ka. \quad (6)$$

Средние значения коэффициентов  $\langle a \rangle$  и  $\langle b \rangle$  и их погрешностей  $\Delta a$  и  $\Delta b$  находятся по МНК.

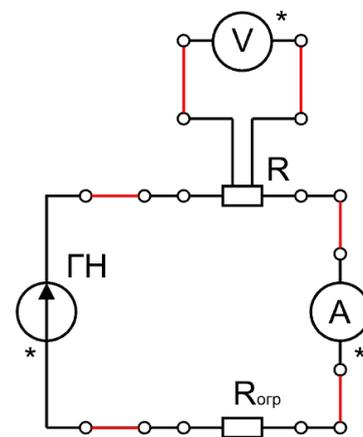


Рис. 2

В таблице 1 приведены значения ширины запрещенной зоны  $\delta E$  для некоторых полупроводников.

Таблица 1

Материал	Ge	Si	CaAs	CdS	CdSe	PbS	InSb
$\delta E$ , эВ	0,72	1,12	1,42	2,42	1,70	0,41	0,17

### Ход выполнения работы

#### 1. Получение экспериментальных данных

1.1. Записать уникальный номер лабораторного комплекса. Собрать рабочую схему (см. рис. 2). (Вместо генератора напряжения можно подключить генератор тока: в этом случае ограничивающее сопротивление не требуется). Показать преподавателю. Включить.

1.2. Снять значения напряжения при постоянном токе  $I = \text{const}$  при различных температурах и занести в таблицу 2.

Рекомендуемый диапазон: от 290 до 390 К. Рекомендуемое значение тока 1 мА. Напряжение снимается в процессе нагрева ( $\rightarrow$ ) и охлаждения ( $\leftarrow$ ), затем вычисляется среднее.

Таблица 2

$T$ , К	290	300	310	320	330	340	350	360	370	380	390
$I$ , мА	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
$U_{\rightarrow}$ , В											
$U_{\leftarrow}$ , В											
$\langle U \rangle$ , В											
$R$ , Ом											
$y = \ln R$											
$x = 1/T$											

1.3. Заполнить таблицу 2, произведя соответствующие вычисления:  $R = U/I$ ,  $\ln R$ ,  $1/T$ .

1.4. Постройте график зависимости  $\ln R$  от  $1/T$  на миллиметровой бумаге, для чего отметьте и плавно соедините экспериментальные точки.

1.5. На линейном участке полученного графика определите приближённо величину производной и, пользуясь формулой (4), сделайте оценку ширины запрещенной зоны полупроводника. Полученное значение (в эВ) согласовать с преподавателем на предмет объективности.

#### 2. Обработки данных по МНК

2.1. Заполните таблицу 3 для линейного участка полученного графика с учётом обозначений:  $y = \ln R$ ,  $x = 1/T$ .

Таблица 3

№	$x_i$	$y_i$	$\Delta x_i = x_i - \langle x \rangle$	$(\Delta x_i)^2$	$\Delta y_i = y_i - \langle y \rangle$	$(\Delta y_i)^2$	$\Delta x_i \Delta y_i$
1							
2							
...							
$N$							
$\Sigma$							
$\langle \rangle$							

2.2. Средние значения коэффициентов  $a$  и  $b$  в линейной зависимости  $y = ax + b$ :

$$\langle a \rangle = \frac{\sum_{i=1}^N (\Delta x_i \Delta y_i)}{\sum_{i=1}^N (\Delta x_i)^2}, \quad (7)$$

$$\langle b \rangle = \langle y \rangle - \langle a \rangle \langle x \rangle. \quad (8)$$

2.3. Среднеквадратичные отклонения

$$S_a = \sqrt{\frac{1}{N-2} \left( \frac{\sum_{i=1}^N (\Delta y_i)^2}{\sum_{i=1}^N (\Delta x_i)^2} - \langle a \rangle^2 \right)}, \quad (9)$$

$$S_b = S_a \sqrt{\langle x \rangle^2 + \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\Delta x_i)^2}. \quad (10)$$

2.4. Случайные погрешности

$$\Delta a_{\text{сл}} = t_{\alpha, N-1} S_a, \quad (11)$$

$$\Delta b_{\text{сл}} = t_{\alpha, N-1} S_b. \quad (12)$$

$\alpha$  – надёжность,  $t_{\alpha, N}$  – коэффициент Стьюдента.

2.5. Приборная погрешность коэффициента  $b^1$

$$\Delta b_{\text{пр}} = \langle a \rangle \Delta x_{\text{пр}} + \Delta y_{\text{пр}}, \quad (13)$$

где  $\Delta x_{\text{пр}}$  и  $\Delta y_{\text{пр}}$  – приборные погрешности косвенно измеряемых величин  $x$  и  $y$ . Принять:

$$\Delta x_{\text{пр}} = \frac{1}{T^2} \Delta T \approx \frac{1}{290^2} \cdot 1 \approx 1,2 \cdot 10^{-5}; \quad \Delta y_{\text{пр}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta U}{U}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I}{I}\right)^2} = 0,07.$$

2.6. Полные погрешности

$$\Delta a = \Delta a_{\text{сл}}, \quad (14)$$

$$\Delta b = \sqrt{(\Delta b_{\text{сл}})^2 + (\Delta b_{\text{пр}})^2}. \quad (15)$$

2.7. Записать результат в виде

$$y = (\langle a \rangle \pm \Delta a)x + (\langle b \rangle \pm \Delta b) \text{ при } \alpha = 0,95. \quad (16)$$

3. Результаты

3.1. Постройте график зависимости  $y = \langle a \rangle x + \langle b \rangle$  на миллиметровой бумаге с экспериментальным графиком.

3.2. Из соотношения (6) вычислите среднее значение ширины запрещённой зоны и соответствующие погрешности:

$$\langle \delta E \rangle = 2k \langle a \rangle, \quad \Delta(\delta E) = 2k \Delta a, \quad \varepsilon_{\delta E} = \Delta(\delta E) / \langle \delta E \rangle.$$

---

<sup>1</sup>  $\Delta a_{\text{пр}} = 0$

Результат запишите в виде:

$$\delta E = \langle \delta E \rangle \pm \Delta(\delta E), \quad \varepsilon_{\delta E} = \dots \quad (17)$$

3.3. По таблице 1 определите материал, из которого сделан образец.

3.2. Сделать вывод, в котором отразить: уникальный номер лабораторного комплекса; достигнута ли цель работы; количественный результат (ширину запрещённой зоны с погрешностью); анализ результата.

### **Контрольные вопросы**

1. Электрические схемы для проведения измерений электрического сопротивления полупроводника с использованием генератора тока и с использованием генератора напряжения: в каком случае необходимо использовать ограничивающее сопротивление и почему?

2. Что такое металлы, диэлектрики и полупроводники с точки зрения зонной теории?

3. Почему электроны полностью заполненной зоны не дают вклада в электрический ток?

4. Что такое дырка в полупроводниках?

5. Как экспериментально определить ширину запрещённой зоны полупроводника?

6. Как зависит собственная электропроводность полупроводников от температуры (количественно)?

### **Список использованных источников**

1. Физика твердого тела: Методическое руководство к лабораторным работам №40-45 по физике. – Новосибирск: Новосибирский государственный технический университет, 2003. – 74 с.

2. Морозов В.В., Сobotковский Б.Е., Шейнман И.Л. Методы обработки результатов физического эксперимента. Учебное пособие. – С.-Петербург: СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2004. – 63 с.

## Лабораторная работа №2 Исследование свойств терморезисторов

**Цель работы:** Изучить физические свойства и определить параметры полупроводникового и металлического терморезисторов.

**Оборудование:** модульный учебный комплекс МУК-ТТ1 в составе:

- |   |       |
|---|-------|
| 1. Блок амперметра-вольтметра АВ1                 | 1 шт. |
| 2. Блок генератора напряжений ГН1                 | 1 шт. |
| 3. Стенд с объектами исследования СЗ-ТТ01         | 1 шт. |
| 4. Соединительные провода с наконечниками Ш4-Ш1.6 | 6 шт. |

### Краткие теоретические сведения

Терморезистором называется прибор, в работе которого используется зависимость его электрического сопротивления от температуры. Наиболее подходящим материалом для изготовления терморезисторов являются полупроводники, обладающие высоким температурным коэффициентом.

Электропроводность  $\gamma$  полупроводников и металлов различна не только по величине, но и по характеру зависимости от температуры

$$\gamma = en\mu = \frac{e^2 n}{m} \tau, \quad (1)$$

где  $e$  – заряд электрона;  $n$  – концентрация носителей заряда;  $\mu$  – подвижность носителей заряда;  $m$  – масса носителей заряда;  $\tau$  – среднее время свободного пробега носителей заряда.

Концентрация свободных электронов в металле составляет примерно  $n \approx 10^{28} \text{ м}^{-3}$ , т.е. того же порядка, что и число атомов в  $1 \text{ м}^3$ . В проводимости принимают участие валентные электроны. Они обобществляются кристаллической решеткой металла при очень низких абсолютных температурах. Другие электроны очень прочно связаны с атомами и не становятся свободными даже при очень высоких температурах. Из этого следует, что концентрация носителей заряда в металлах не зависит от температуры. Среднее время свободного пробега носителей заряда при повышении температуры металлов уменьшается по закону  $\tau \sim \frac{1}{T}$ , что объясняется рассеянием их на фононах.

Сделанное утверждение не относится к области очень низких температур, при которых основным становится рассеяние на примесях и других дефектах кристаллической решетки. Поскольку электропроводность обратна удельному электрическому сопротивлению вещества  $\gamma = \frac{1}{\rho}$ , сопротивление металла  $R$  линейно растет с повышением

его абсолютной температуры  $T$  (рис. 1, линия «а») по закону

$$R = R_0(1 + \alpha\Delta T), \quad (2)$$

где  $R_0$  – сопротивление при некоторой условной температуре  $T_0$  (обычно при 273 К);  $\Delta T = T - T_0$ ;  $\alpha$  – температурный коэффициент сопротивления, показывающий относительное изменение величины сопротивления при изменении температуры на один градус:

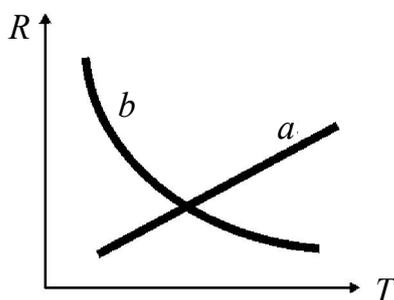


Рис. 1

$$\alpha = \frac{1}{R} \cdot \left. \frac{dR}{dT} \right|_R \approx \frac{1}{R_0} \cdot \frac{\Delta R}{\Delta T}, \quad (3)$$

где  $\Delta R = R - R_0$ .

Коэффициент  $\alpha$  для металлов положителен, почти не меняется с температурой и мал по абсолютной величине по сравнению с  $\alpha$  для полупроводников.

В таблице 1 приведены значения температурных коэффициентов сопротивления для некоторых металлов.

Таблица 1

Металл	Медь	Вольфрам	Платина	Хром	Никель	Палладий	Серебро
$\alpha \cdot 10^{-3}, \text{K}^{-1}$	4,3	5,0	3,9	2,4	6,7	3,6	4,1

Заметим, что зависимость (2) нельзя экстраполировать до абсолютного нуля температур, при стремлении к которому сопротивление обычных металлов (не сверхпроводников) стремится к некоторой конечной величине, обусловленной наличием примесей и дефектов решетки.

В отличие от металлов, в полупроводниках при абсолютном нуле в зоне проводимости носители заряда отсутствуют. С повышением температуры число носителей значительно возрастает. Подвижность носителей в области низких температур из-за рассеяния на ионах примеси пропорциональна  $T^{3/2}$ . В области высоких температур основное значение имеет рассеяние на тепловых колебаниях решетки (фононах) и  $\mu \sim T^{-3/2}$ , т. е. подвижность с ростом температуры уменьшается. Но концентрация свободных носителей заряда с ростом температуры увеличивается значительно быстрее, чем уменьшается подвижность: проводимость растет по закону

$$\gamma = \gamma_0 \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right) = \gamma_0 \exp\left(-\frac{B}{T}\right), \quad (4)$$

где  $\gamma_0$  – от температуры не зависит,  $\Delta E$  – энергия активации примеси (или ширина запрещенной зоны);  $k$  – постоянная Больцмана;  $B = \frac{\Delta E}{2k}$  – коэффициент температурной чувствительности, который определяется структурой полупроводника и является характеристикой исследуемого материала.

Сопротивление полупроводников с ростом температуры убывает по экспоненциальному закону:

$$R = R_0 \exp\left(\frac{\Delta E}{2kT}\right) = R_0 \exp\left(\frac{B}{T}\right), \quad (5)$$

где  $R_0$  – условное сопротивление полупроводника при  $T \rightarrow \infty$  (см. рис. 1, линия «b»).

Если в формулу (3) подставить  $R$  и  $\frac{dR}{dT}$  из формулы (5), для полупроводника получим температурный коэффициент сопротивления:

$$\alpha = -\frac{B}{T^2}. \quad (6)$$

Таким образом, величина  $\alpha$  определяется значением коэффициента температурной чувствительности  $B$  и оказывается сильно зависящей от температуры. Особенностью полупроводников является также отрицательный знак  $\alpha$ , указывающий на то, что при повышении температуры сопротивление полупроводника уменьшается. Кроме того, коэффициент  $\alpha$  у полупроводников в десятки раз выше, чем у металлов. В результате этого сопротивление полупроводника при изменении температуры изменяется в очень широких пределах. Чтобы охватить весь диапазон  $R(T)$ , на практике вместо формулы (5) часто используют зависимость

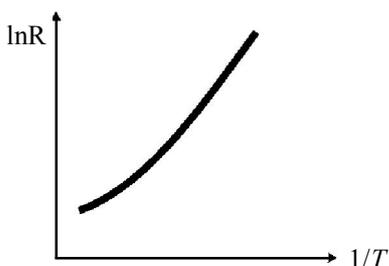


Рис. 2

$$\ln R = \ln R_0 + \frac{B}{T}. \quad (7)$$

Экспериментальные кривые  $\ln R = f(1/T)$  являются почти прямыми линиями (рис. 2)

Резкая зависимость сопротивления полупроводника от температуры используется для устройства большого класса полупроводниковых терморезисторов или термисторов.

Материалом для изготовления терморезисторов служат смеси различных металлов: меди, марганца, цинка, кобальта, титана, никеля и других, а также германий и полупроводниковые соединения элементов третьей и четвертой групп таблицы Менделеева.

Малые габариты, высокая механическая прочность и надежность, большой срок службы и высокая чувствительность терморезисторов определили широкое применение их в приборах для измерения и регулирования температуры, температурной компенсации элементов электрических цепей, измерения мощности электромагнитного излучения и т.д.

Область применения каждого терморезистора определяется его параметрами и характеристиками, основными из которых являются:

1. Температурная зависимость, вид которой определяется формулами (5) и (7).

2. Коэффициент температурной чувствительности  $B$ , значение которого можно определить экспериментально, измерив сопротивления терморезистора при двух температурах  $T_1$  и  $T_2$ :

$$R_1 = R_0 \exp\left(\frac{B}{T_1}\right), \quad (8)$$

$$R_2 = R_0 \exp\left(\frac{B}{T_2}\right). \quad (9)$$

Деля почленно выражения (8) и (9) и затем логарифмируя, получим

$$B = \frac{T_1 T_2}{T_2 - T_1} \ln \frac{R_1}{R_2}. \quad (10)$$

3. Температурный коэффициент сопротивления  $\alpha$ , определяемый формулой (6). Вычислив  $B$  по формуле (10), можно по формуле (6) найти  $\alpha$  для температуры

$$T = \frac{T_1 + T_2}{2}. \quad (11)$$

Для термосопротивлений принято указывать величину  $\alpha$  для определенной температуры, чаще всего для  $20^\circ\text{C}$ , так как  $\alpha$  сильно зависит от температуры. Температура, для которой определяется  $\alpha$ , указывается как индекс. Например,  $\alpha_{20}$ .

4. Сопротивление постоянному току при некоторой температуре. Обычно оно, как и для  $\alpha$  при  $20^{\circ}\text{C}$  обозначается  $R_{20}$ .

5. Максимальная мощность, рассеиваемая терморезистором при стабильной работе.

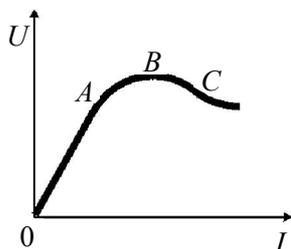


Рис. 3

6. Статическая вольт-амперная характеристика. Она имеет ярко выраженный нелинейный характер. Типичный ее вид показан на рис. 3. На ней можно выделить три основных участка:  $OA$ ,  $AB$ ,  $BC$ . На участке  $OA$  характеристика линейна, так как мощность, выделяющаяся в терморезисторе, мала и не изменяет его температуру. На участке  $AB$  линейность нарушается, так как с повышением тока мощность рассеяния увеличивается, температура терморезистора повышается, следовательно, сопротивление его уменьшается. При некотором значении тока кривая достигает максимума, и в небольшом интервале напряжение на терморезисторе остается постоянным, так как относительное увеличение тока становится равным вызванному им относительному понижению сопротивления. На участке  $BC$  при дальнейшем увеличении тока сопротивление уменьшается столь сильно, что рост тока ведет к снижению напряжения на терморезисторе, и появляется участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

### Методика проведения эксперимента

В качестве металлического и полупроводникового образцов в стенде СЗ-ТТ01 установлены терморезисторы: платиновый тонкопленочный резистор и германиевый полупроводник, соответственно. Для нахождения сопротивления терморезистора можно воспользоваться методом амперметра-вольтметра по закону Ома.

$$R = \frac{U}{I}. \quad (12)$$

Для проведения измерений электрическая схема представлена на рис. 4.

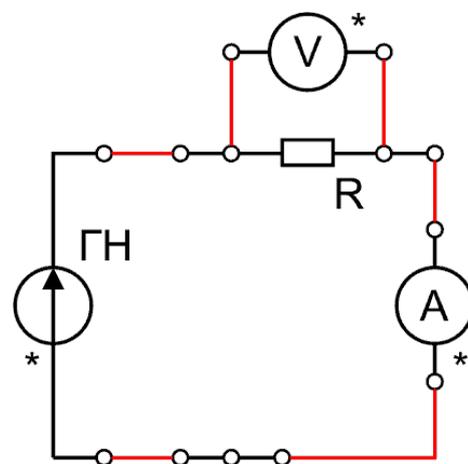


Рис. 4

Т.к. при нагревании сопротивление полупроводникового образца может уменьшиться в несколько раз, то необходимо в схеме использовать ограничивающее сопротивление  $R_{огр}$ , либо вместо генератора напряжения использовать генератор тока.

### Ход выполнения работы

#### 1. Металл

1.1. Снять ВАХ ( $U = f(I)$ ) металлического образца при двух различных температурах образца. Рекомендуемые значения температуры  $T = 300\text{ К}$  и  $T = 360\text{ К}$ . Рекомендуемый диапазон изменения тока  $0 - 5\text{ мА}$ . Построить графики.

1.2. Снять зависимость сопротивления металлического образца от температуры  $R = f(T)$  при постоянном токе  $I = \text{const}$ . Рекомендуемое значение  $1\text{ мА}$ . Если схема питается от генератора напряжения, то при нагреве образца ток может изменяться. Поэтому, необходимо перед измерением установить требуемое значение тока.

1.3. Рассчитайте по формуле 3 значение температурного коэффициента сопротивления  $\alpha$ . По таблице 1 определите материал, из которого сделан терморезистор.

Примечание: Для быстрого охлаждения образца воспользуйтесь вентилятором.

## 2. Полупроводник

2.1. Снять ВАХ ( $U = f(I)$ ) полупроводникового образца при двух различных температурах образца. Рекомендуемые значения температуры  $T = 300$  К и  $T = 360$  К. Рекомендуемый диапазон изменения тока  $0 - 5$  мА. Построить графики.

2.2. Снять зависимость сопротивления полупроводникового образца от температуры  $R = f(T)$  при постоянном токе  $I = \text{const}$ . Рекомендуемое значение  $1$  мА. Если схема питается от генератора напряжения, то при нагреве образца ток может изменяться. Поэтому, необходимо перед измерением установить требуемое значение тока.

2.3. Построить график  $\ln R = f(1/T)$ .

2.4. Вычислить коэффициент температурной чувствительности  $B$  по формуле (10), используя сопротивления терморезистора  $R_1$  и  $R_2$  для двух различных температур  $T_1$  и  $T_2$ .

2.5. Вычислить температурный коэффициент сопротивления  $\alpha$  по формуле (6) при комнатной температуре.

Примечание: Для быстрого охлаждения образца воспользуйтесь вентилятором.

## 3. Выводы

Указать: уникальный номер лабораторного комплекса, достигнута ли цель работы, количественные результаты для металла и полупроводника, а также анализ результатов.

### Контрольные вопросы

1. Какова цель работы?
2. Какие зависимости будете снимать в данной работе?
3. Каков ожидаемый вид этих зависимостей?

### Список использованных источников

1. Физика твердого тела: Методическое руководство к лабораторным работам №40-45 по физике. – Новосибирск: Новосибирский государственный технический университет, 2003. – 74 с.

### 3 Изучение работы р-п перехода

**Цель работы:** Изучить физические процессы в *p-n* переходе.

**Требуемое оборудование, входящее в состав модульно учебного комплекса МУК-ТТ1:**

- |   |       |
|---|-------|
| 1. Блок амперметра-вольтметра АВ1                 | 1 шт. |
| 2. Блок генератора напряжений ГН1                 | 1 шт. |
| 3. Стенд с объектами исследования СЗ-ТТ1          | 1 шт. |
| 4. Соединительные провода с наконечниками Ш4-Ш1.6 | 6 шт. |

#### Краткое теоретическое введение

#### *P-n* переход и его энергетическая зонная диаграмма в состоянии равновесия

*P-n* переход (рис. 1) представляет собой контакт двух областей полупроводника с различными типами проводимости (*n*- и *p*-типа).

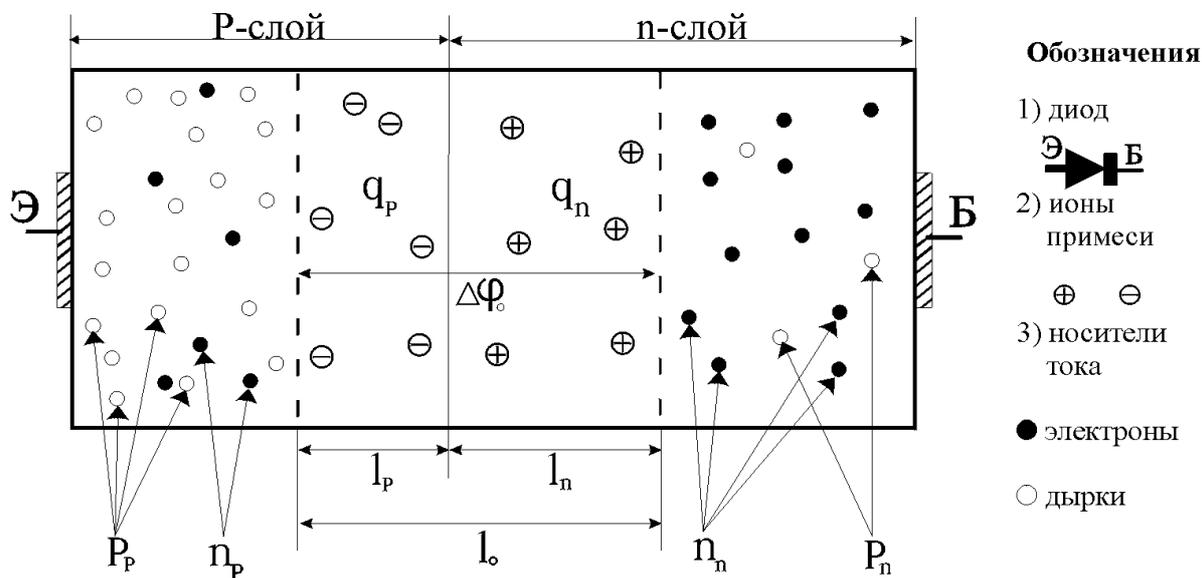


Рис.1

Сечение полупроводника постоянно и настолько велико, что влияние поверхностных эффектов по сравнению с объемными несущественно. Между *n*- и *p*- областями находится переходная область шириной  $l_0 = l_p + l_n \approx 0,5 \text{ мкм}$ , в которой происходит изменение типа проводимости. Физические явления, происходящие в этой переходной области и

прилегающих областях обеспечивают работу перехода и определяют связь между током через структуру и напряжением на контактах Э и Б.

Примем следующие обозначения:

Концентрация основных носителей тока:  $P_p$  - дырки в  $p$ -слое,  $N_n$  - свободные электроны в  $n$ -слое.

Концентрация неосновных носителей тока:  $N_p$  - свободные электроны в  $p$ -слое,  $P_n$  - дырки в  $n$ -слое.

Диффузионные потоки:  $\Delta P_p$  - поток дырок из  $p$ -слоя,  $\Delta N_n$  - поток электронов из  $n$ -слоя.

Дрейфовые потоки:  $\Delta N_p$  - поток электронов из  $p$ -слоя,  $\Delta P_n$  - поток дырок из  $n$ -слоя,  $\Delta \varphi_0$  - контактная разность потенциалов на  $p$ - $n$ -переходе.

В рабочем диапазоне температур  $P_p \gg N_p$ ,  $N_n \gg P_n$ .

Рассмотрим несимметричный  $p$ - $n$ -переход, при котором концентрация акцепторов  $N_A$  и концентрация доноров  $N_D$  неодинаковы. Такой переход обычно формируют в полупроводниковых диодах. Например, пусть  $N_A = 100 - 1000 N_D$ . Тогда при активации примеси  $P_p \gg N_n$ . Низкоомный  $p$ -слой, содержащий много основных носителей тока, называют эмиттером (Э), а более высокоомный  $n$ -слой называют базой (Б).

Из «закона действующих масс» следует, что  $P_p N_p = N_n P_n$ . Так как  $P_p \gg N_n$ , то  $P_n \gg N_p$ . Общее соотношение концентраций носителей тока  $P_p \gg N_n \gg P_n \gg N_p$ .

На границе между  $p$ -слоем и  $n$ -слоем имеется большая разность концентрации и дырок, и свободных электронов. Вследствие теплового движения этих частиц происходит спонтанный процесс диффузии и дырок, и электронов через границу между слоями.

Диффузионный поток  $\Delta P_p$  дырок из  $p$ -слоя, проходя в  $n$ -слой, на участке  $\ell_n$  встречается со свободными электронами. Процесс рекомбинации уничтожает эти носители тока. Остаются донорные ионы, создающие объемный заряд  $q_n = q_e N_D \ell_n S$ , где  $S$  - площадь поперечного сечения полупроводника. Аналогично после рекомбинации диффузионного потока  $\Delta N_n$  электронов из  $n$ -слоя и дырок  $p$ -слоя на участке  $\ell_p$  этого слоя остаются акцепторные ионы, создающие заряд  $q_p = -q_e N_A \ell_p S$ . Так образуется  $p$ - $n$ -переход шириной  $\ell_o = \ell_p + \ell_n$ , лишенный носителей тока и содержащий объемные заряды ионов  $q_p$  и  $q_n$ . Он обладает очень большим сопротивлением.

Так как  $q_p = -q_n$ , то  $N_A \ell_p = N_D \ell_n$ . При несимметричном  $p$ - $n$ -переходе ( $N_A \gg N_D$ ) имеем  $\ell_p \ll \ell_n$ . Таким образом  $\ell_o \approx \ell_n$  и  $p$ - $n$ -переход размещен в основном в высокоомной базе.

При некоторой постоянной температуре  $p$ -слой,  $n$ -слой и переход между ними приходят в состояние равновесия. Особенность этого состояния рассматриваемой системы определяется тем,

что для всего объема полупроводника в равновесном состоянии уровень Ферми  $E_F$  имеет одинаковое значение. Исходя из этого «принципа горизонтальности уровня Ферми» строится энергетическая зонная диаграмма системы, показанная на рис.2. При построении ее учитывается, что в  $p$ -слое уровень Ферми всегда находится вблизи валентной зоны, а в  $n$ -слое он расположен вблизи зоны проводимости.

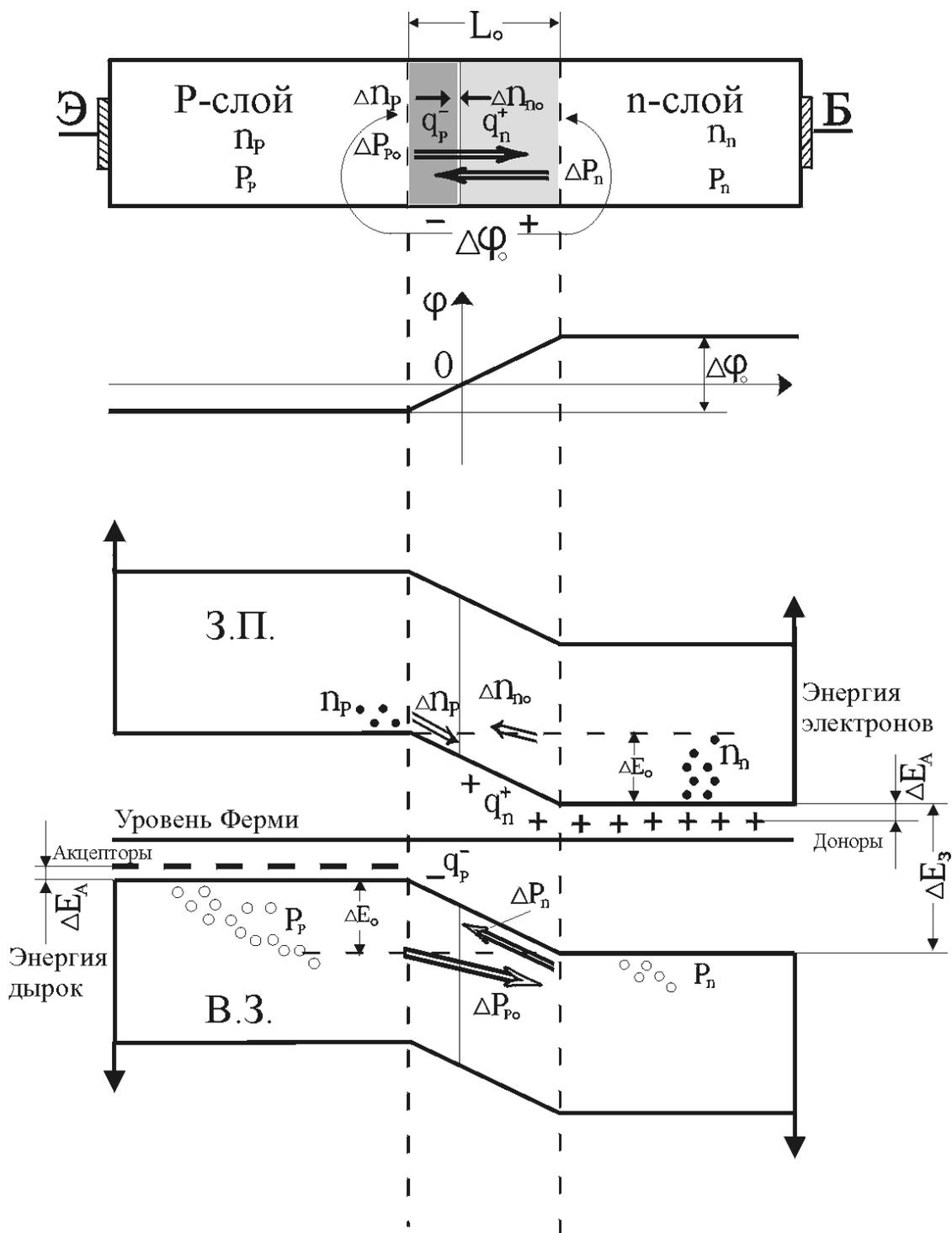


Рис. 2

Относительно «горизонтального», общего для всего объема уровня Ферми, строятся валентная зона и зона проводимости, которые в области  $p$ - $n$ -перехода оказываются «наклонными».

«Наклонная» В.З. для дырок  $p$ -слоя создает при их переходе в  $n$ -слой потенциальный барьер  $\Delta E_o$ . Такой же барьер в ЗП создается для электронов  $n$ -слоя. Энергия дырок на диаграмме увеличивается «вниз», а электронов – «вверх». Переход дырок из  $p$ -слоя в  $n$ -слой требует увеличения их энергии. Дырки же  $n$ -слоя, оказавшиеся у границы  $p$ - $n$ -перехода, беспрепятственно, уменьшая свою энергию, направлены движутся (дрейфуют) в  $p$ -слой.

Потенциальный барьер определяется в равновесном состоянии контактной разностью потенциалов  $\Delta\varphi_o$ , создаваемой объемными зарядами  $q_p$  и  $q_n$  ионов в  $p$ - $n$ -переходе. Высота барьера  $\Delta E_o = q_e \cdot \Delta\varphi_o$ , ширина ( $p$ - $n$ -перехода) -  $\ell_o \approx \sqrt{\Delta\varphi_o}$ .

Так как дырочный газ в валентной зоне – невырожденный, его концентрация при  $T = \text{const}$  распределяется по закону Больцмана

$$P_n = P_p \cdot e^{-\frac{\Delta E_o}{kT}}$$

где  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К. Следовательно, равновесная концентрация дырок  $P_p$  в  $p$ -слое и  $P_n$  в  $n$ -слое неодинакова:

Из предыдущей формулы получим

$$\Delta E_o = kT \ln \frac{P_p}{P_n} \quad (1)$$

При  $T = 300\text{K}$   $\Delta E_o \approx 0,35 \text{ эВ}$  ( $\Delta\varphi_o = 0,35 \text{ В}$ ) для  $Ge$  и  $\Delta E_o \approx 0,65 \text{ эВ}$  ( $\Delta\varphi_o \approx 0,65 \text{ В}$ ) для  $Si$ .

В равновесном состоянии вследствие  $P_p \gg P_n$  диффузионный поток дырок  $\Delta P_{po}$  не исчезает, но компенсируется встречно направленным дрейфовым потоком  $\Delta P_n$  дырок:  $\Delta P_{po} = \Delta P_n$ . Величина дрейфового потока не зависит от потенциального барьера  $\Delta E_o$ , но определяется концентрацией  $P_n$  дырок – неосновных носителей тока в  $n$ -слое. Она существенно зависит от температуры полупроводника. При постоянной температуре  $\Delta P_n = \text{const}$ .

Для зоны проводимости картина диффузионного и дрейфового потоков электронов аналогична рассмотренной. Ввиду малости этих потоков при несимметричном  $p$ - $n$ -переходе в дальнейшем их можно не рассматривать.

### Прямое смещение $p$ - $n$ -перехода

Разность потенциалов  $\Delta\varphi$  на границах  $p$ - $n$ -перехода можно изменять относительно «контактной» разности потенциалов  $\Delta\varphi_o$  с помощью внешнего напряжения, подаваемого на клеммы Э и Б полупроводниковой системы.

Если напряжение  $U$  приложено так, что  $\Delta\varphi < \Delta\varphi_o$ , оно называется напряжением «прямого смещения»  $p$ - $n$ -перехода или прямым напряжением на полупроводниковом диоде. В рассматриваемом здесь случае полярность прямого напряжения должна иметь «плюс» на Э и «минус» на Б.

При прямом смещении  $p$ - $n$ -перехода по сравнению с равновесными значениями уменьшаются разность потенциалов  $\Delta\varphi$ , высота  $\Delta E$  и ширина  $\ell$  потенциального барьера.

$$\left. \begin{aligned} \Delta\varphi &= \Delta\varphi_o - U \\ \Delta E &= q_e \cdot \Delta\varphi - \Delta E_o - q_e U \\ \ell &= \ell_o \sqrt{\Delta\varphi / \Delta\varphi_o} = \ell_o \sqrt{1 - U / \Delta\varphi_o} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

а также на  $\Delta E_F = q_e U$  уровень Ферми  $E_{Fn}$  в  $n$ -слое смещается «вверх» на зонной диаграмме относительно уровня Ферми  $E_{Fp}$  в  $p$ -слое. Неравенство  $E_{Fn} > E_{Fp}$  означает, что система прямым напряжением  $U$  выведена из состояния равновесия при неизменной температуре. Такой процесс «энергетического смещения» при  $T = const$  сохраняет в  $p$ -слое и в  $n$ -слое равновесное положение валентной зоны ВЗ и зоны проводимости ЗП относительно соответствующего уровня Ферми. На зонной диаграмме ВЗ и ЗП в  $n$ -слое вместе с  $E_{Fn}$  смещается «вверх», как это показано на рис.3.

6. При «прямом смещении» и при  $T = const$  концентрация неосновных носителей – дырок в  $n$ -слое  $P_n$  и дрейфовый поток  $\Delta P_n$  дырок из  $n$ -слоя практически остаются такими же, как и в состоянии равновесия.

Диффузионный же поток дырок  $\Delta P_p$  из  $p$ -слоя, зависящий от высоты  $\Delta E$  барьера, существенно возрастает по сравнению с равновесным значением:  $\Delta P_p \gg \Delta P_{po}$ . В  $n$ -слое за счет этого потока появляются «избыточные неосновные носители тока» – дырки. Этот процесс нагнетания из эмиттера в базу неосновных носителей называют инжекцией. На границе  $p$ - $n$ -перехода ( $x=0$  на рис.3) концентрация «избыточных дырок»  $\Delta P_o = \Delta P_p - \Delta P_n$  максимальна. Эти дырки диффундируют в  $n$ -слое и по причине рекомбинации с имеющимися в этом слое свободными электронами уменьшают свою концентрацию по закону

$$\Delta P(x) = \Delta P_o \cdot e^{-\frac{x}{L}} = P_n \left( e^{\frac{q_e U}{kT}} - 1 \right) \cdot e^{-\frac{x}{L}} \quad (3)$$

где  $L \approx 0,1$  мм – «диффузионная длина» дырок в  $n$ -слое, при которой  $\Delta P(x=L) < \Delta P_o$  в  $e = 2,7$  раз,  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж / К.

Рис.3

Рекомбинационное уменьшение свободных электронов в  $n$ -слое компенсируется их притоком из внешней цепи под действием источника «прямого» напряжения. Соответственно инжекция дырок из эмиттера в  $p$ -слое компенсируется оттоком электронов во внешнюю цепь, что эквивалентно притоку дырок из этой цепи.

Диффузионный дырочный ток на границе ( $x=0$  на рис. 3)  $p$ - $n$ -перехода с  $n$ -слоем определяется законом диффузии

$$I = q_e \cdot D_p S \left. \frac{d[\Delta P(x)]}{dx} \right|_{x=0} \quad (4)$$

где  $D_p$  - коэффициент диффузии дырок в  $n$ -слое.

Подставляя  $\Delta P(x)$  из (3) и находя производную, получим при  $x=0$  формулу прямого тока через  $p$ - $n$ -переход

$$I = I_{op} \left( e^{\frac{qeU}{kT}} - 1 \right) \quad (5)$$

где  $I_{op} = q_e D_p S P_n / L$  - «тепловой ток» дырок, зависящий от температуры вследствие термогенерации дырок в  $n$ -слое и от ширины запрещенной зоны  $\Delta E_3$  полупроводника. При  $T = 300$  К для  $Ge$   $I_{op} \approx 1$  мкА, для  $Si$   $I_{op} \approx 10^{-7}$  мкА.

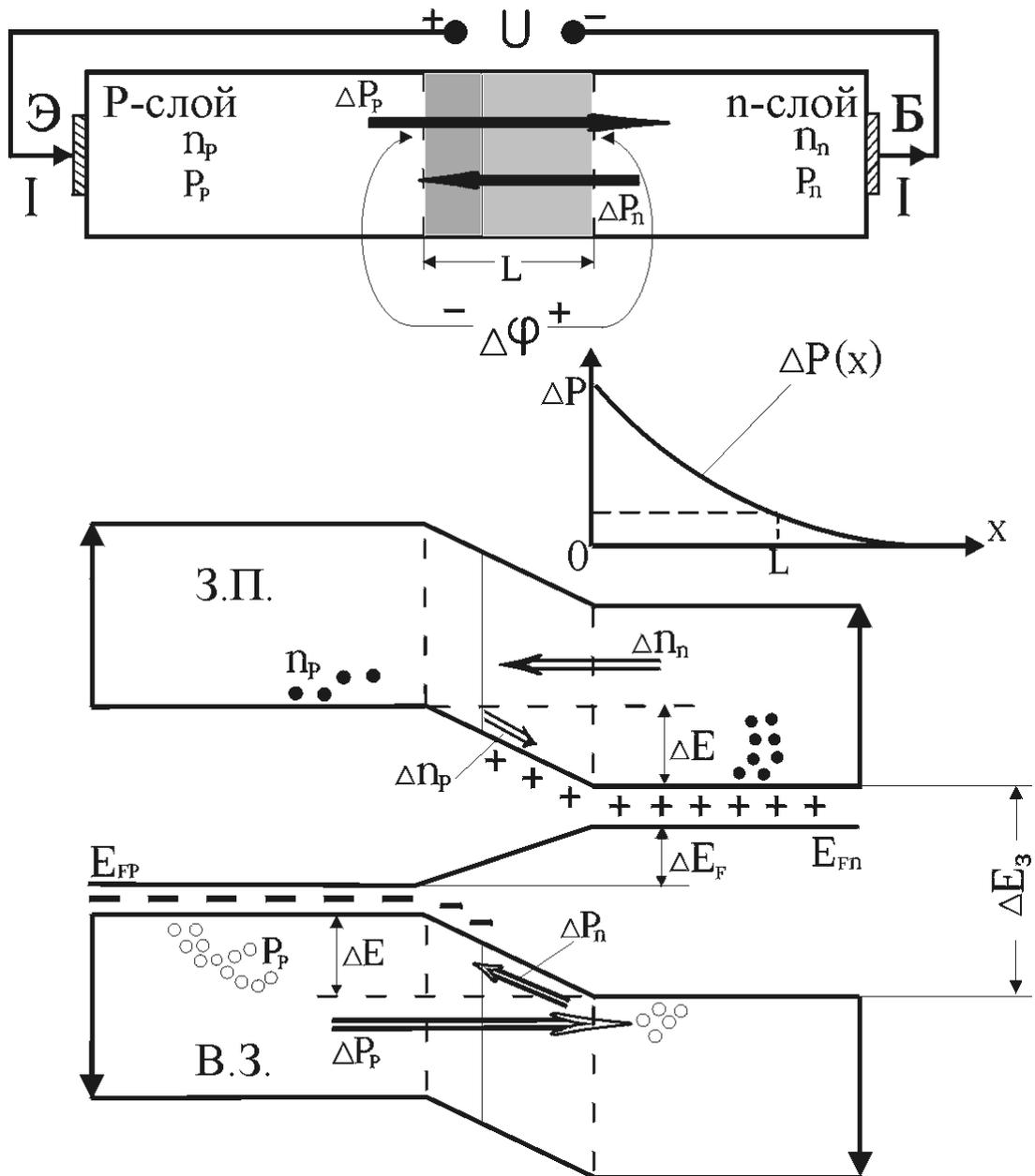


Рис. 3

Прямое напряжение смещения, исходя из требования  $\Delta\varphi = \Delta\varphi_o - U > 0$ , ограничивается условием  $U < \Delta\varphi_o$ . Прямой ток нормируется по допустимой мощности, выделяющейся при нагревании полупроводника, и для диодов средней мощности  $I_{\max} \approx 0,5 A$ . Так как ширина  $\ell$   $p-n$ -перехода при прямом смещении мала, его сопротивление незначительно.

Примечание: Если  $p-n$ -переход симметричный, аналогичным образом рассматриваются электронные потоки в зоне проводимости, инжекция электронов из  $n$ -слоя, диффузионный электронный ток, соответствующий формуле (4), но содержащий тепловой ток электронов  $I_{on}$ . Прямой ток является суммой дырочного и электронного токов.

### Обратное смещение $p-n$ -перехода

7. Напряжение смещения  $U'$  называют обратным напряжением, если оно приложено к клеммам Э и Б так, что  $\Delta\varphi > \Delta\varphi_o$ . На рис.4 полярность этого напряжения имеет «плюс» на Б и «минус» на Э.

При обратном смещении  $p-n$ -перехода возрастают по сравнению с равновесными значениями разность потенциалов, высота и ширина потенциального барьера

$$\left. \begin{aligned} \Delta\varphi &= \Delta\varphi_o + U' \\ \Delta E &= q_e \cdot \Delta\varphi = \Delta E_o + q_e U' \\ \ell &= \ell_o \sqrt{\Delta\varphi / \Delta\varphi_o} = \ell_o \sqrt{1 + U' / \Delta\varphi_o} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

а также на  $\Delta E_F = q_e U'$  смещается «вниз» на зонной диаграмме уровень Ферми  $E_{Fn}$  относительно уровня Ферми  $E_{Fp}$ .

Напряжением  $U'$  система выведена из состояния равновесия ( $E_{Fn} < E_{Fp}$ ) при неизменной температуре. Равновесные значения концентрации основных и неосновных носителей тока в  $p$ -слое и в  $n$ -слое сохраняются. Неизменным остается и положение ВЗ и ЗП относительно уровней Ферми в каждом слое. Вместе с уровнем Ферми смещаются «вниз» относительно  $p$ -слоя ВЗ и ЗП  $n$ -слоя, как показано на зонной диаграмме (рис. 4).

При обратном смещении и при  $T = const$  дрейфовый поток  $\Delta P_n$  дырок из  $n$ -слоя остается таким же, как и в состоянии равновесия.

Диффузионный же поток дырок  $\Delta P_p$  из  $p$ -слоя ввиду увеличения высоты  $\Delta E$  потенциального барьера ( $\Delta E > \Delta E_o$ ) существенно уменьшается по сравнению с равновесным значением:  $\Delta P_p \ll \Delta P_{po}$ .

Преимущественный дрейфовый переход дырок из  $n$ -слоя в  $p$ -слой (экстракция, или отсос дырок из базы) создает в  $n$ -слое вблизи его границы с  $p-n$ -переходом «дефицит дырок», распространяющийся по мере удаления от границы (вдоль оси X) в соответствии с формулой

$$\Delta P'(x) = \Delta P'_o \cdot e^{-\frac{x}{L}} = P_n \left( e^{-\frac{qeU'}{kT}} - 1 \right) \cdot e^{-\frac{x}{L}} \quad (7)$$

где максимальное значение «дефицита» (при  $X=0$ )  $\Delta P'_o = \Delta P_p - \Delta P_n < 0$ .

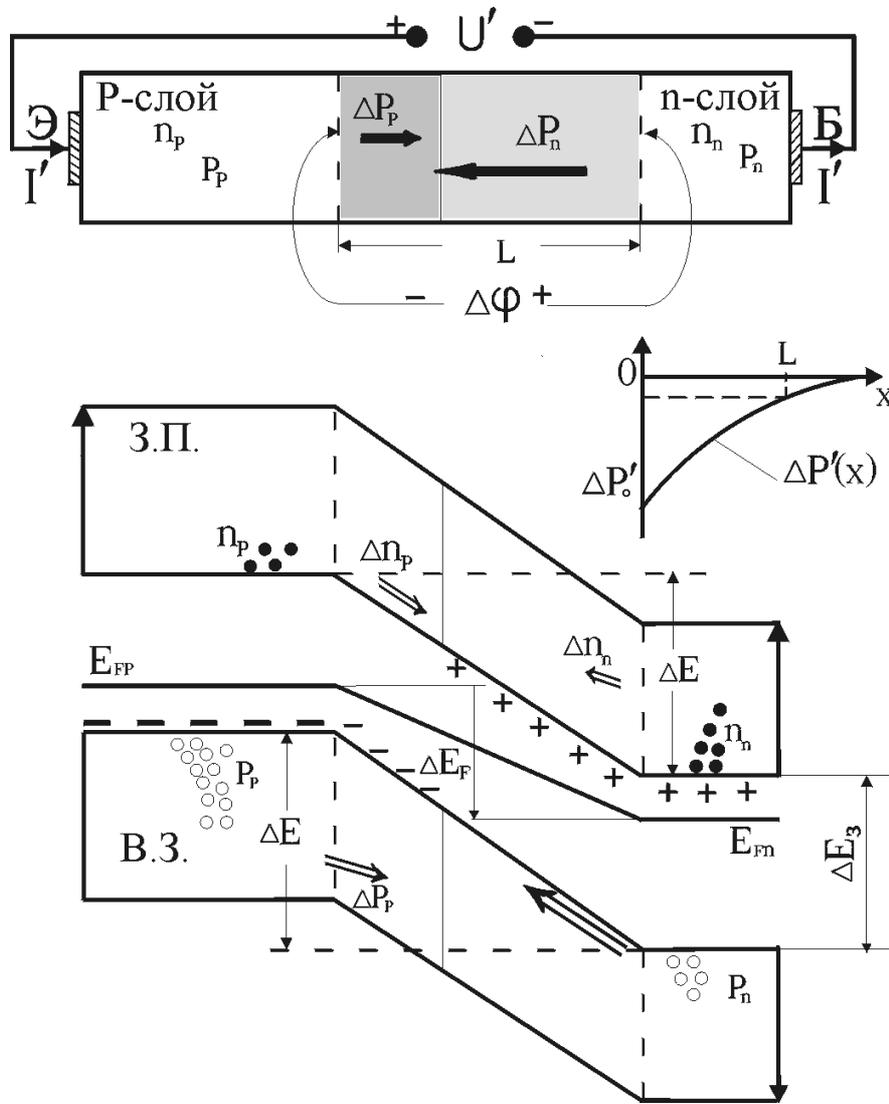


Рис.4

Дырки, покидающие  $n$ -слой, компенсируются притоком их из глубины  $n$ -слоя, что эквивалентно оттоку свободных электронов во внешнюю цепь через клемму  $B$ . В  $p$ -слое сверхравновесные дырки, проникшие через  $p$ - $n$ -переход, компенсируются рекомбинацией их с электронами, поступающими из внешней цепи через клемму  $A$ .

Дрейфовый дырочный ток на границе  $p$ - $n$ -перехода с  $n$ -слоем определяется формулой (4), подставляя в которую (7), получим для обратного тока через  $p$ - $n$ -переход

$$I' = I_{op} \left( e^{-\frac{qeU'}{kT}} - 1 \right) \quad (8)$$

где тепловой дырочный ток  $I_{op}$  соответствует рассмотренному в (5). Обратное напряжение  $U'$  ограничивается электрической прочностью кристалла и может быть достаточно большим (30-100В).

Даже при не очень больших напряжениях  $U'$  в (8) экспоненциальная часть много меньше единицы и ею можно пренебречь. Поэтому  $I' \approx -I_{op} = const$  при данной температуре и разных значениях  $U' \gg 0$ . Температурная зависимость тока  $I'$  весьма существенна.

Ввиду большого значения ширины  $\ell$   $p$ - $n$ -перехода сопротивление обратного смещенного перехода очень большое.

### Методика эксперимента

Исследовать свойства  $p$ - $n$ -перехода можно с помощью полупроводникового диода. Полупроводниковым диодом называется электронный прибор, который состоит из  $p$ - $n$ -перехода, система контактов и корпуса.

Формулы (5) и (8) определяют вольт-амперные характеристик (ВАХ) полупроводникового диода при прямом  $I = f(U)$  и при обратном  $I' = f(U')$  смещениях.

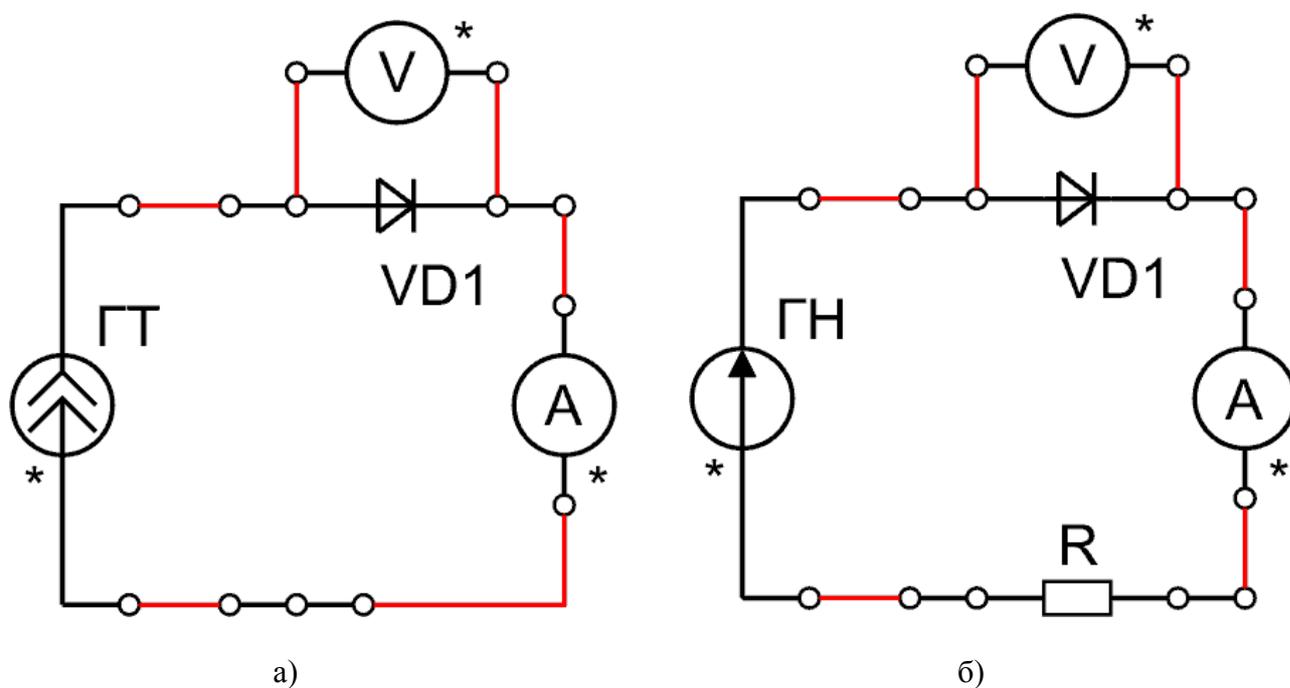


Рис. 5

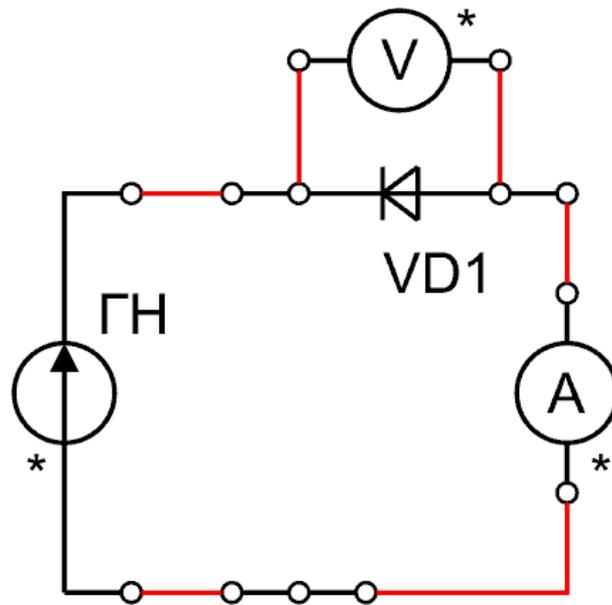


Рис. 6

В первом случае ВАХ имеет большую крутизну: при малом изменении прямого напряжения ток диода изменяется резко. Для экспериментального исследования ВАХ в этом случае проще и точнее устанавливать величину тока, а напряжение, полученное на диоде, измерять. Для этого в качестве источника необходимо применять либо «генератор тока» (рис. 5а), либо гасящее сопротивление (рис. 5б).

ВАХ при обратном включении диода: даже при больших изменениях напряжения ток изменяется незначительно. В этом случае предпочтительнее использовать «генератор напряжений» для установки напряжения на диоде, а ток диода измерять (рис. 6).

### *Рекомендуемое задание*

1. Перед выполнением работы изучить вводную часть данного описания.
2. Собрать установку по соответствующей схеме прямого, а затем обратного включения диода, указанной на рабочем месте.
3. Получить данные для построения прямой ветви ВАХ, задаваясь разными значениями прямого тока и измеряя соответствующие значения прямого напряжения на диоде.
4. Исследовать при заданном значении прямого тока зависимость прямого напряжения на диоде от температуры:  $U = f(T)_{I = const}$ .
5. Получить данные для построения обратной ветви ВАХ, задаваясь разными значениями обратного напряжения на ГН и измеряя соответствующие значения обратного тока диода.
6. Исследовать при заданном значении обратного напряжения зависимость обратного тока диода от температуры  $I' = f(T)_{U' = const}$ .
7. Построить на графике выбирая соответствующие масштабы тока и напряжения на осях координат, ВАХ для прямой и обратной ветвей.
8. Построить графики зависимостей по п. 4 и 6.

## 4. Пробой $p-n$ перехода

**Цель работы:** Изучить явление туннельного пробоя в  $p-n$  переходе.

**Требуемое оборудование, входящее в состав модульного учебного комплекса МУК-ТТ1:**

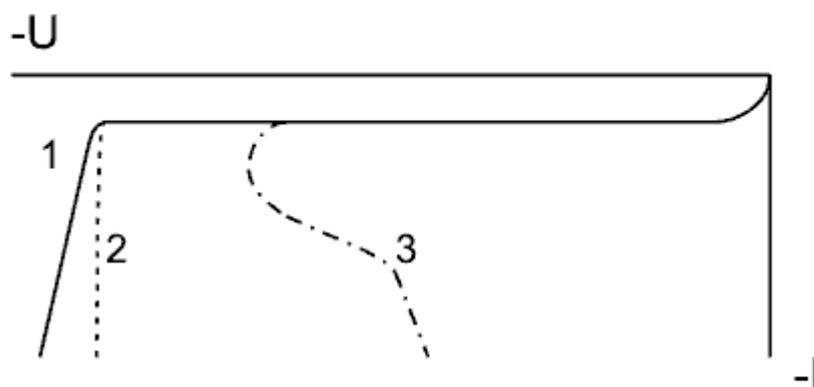
1. Блок амперметра-вольтметра АВ1	1 шт.
2. Блок генератора напряжений ГН1	1 шт.
3. Стенд с объектами исследования СЗ-ТТ01	1 шт.
4. Соединительные провода с наконечниками Ш4-Ш1.6	6 шт.

### *Краткое теоретическое введение*

Существует предел повышения запирающего напряжения на  $p-n$  переходе. Этот предел определяется пробоем  $p-n$  перехода. Начиная с некоторого значения напряжения обратный ток увеличивается медленно, а затем все быстрее и быстрее. Если не принимать специальных мер, то переход окажется пробитым. В области больших запирающих напряжений вольтамперные характеристики будут иметь вид одной из кривых, показанных на рис. 1.

Различают четыре вида пробоя:

- туннельный пробой;
- лавинный пробой, или пробой за счет ударной ионизации;
- тепловой пробой за счет кумулятивного разогрева перехода;
- поверхностный пробой.



- 1 - Туннельныйи пробой
- 2 - Лавинный прбой
- 3 - Тепловой пробой

Рис. 1

Туннельный (зенеровский) пробой является результатом непосредственного воздействия сильного электрического поля на кристаллическую решетку полупроводника. При сильном обратном смещении  $p$ - $n$ -перехода можно создать условия для прямых электронных переходов между валентной зоной и зоной проводимости (туннелирования). Запрещенная зона при этом трактуется как область отрицательной кинетической энергии, в которой волновые функции быстро затухают. Вероятность перехода электрона через такой потенциальный барьер (с сохранением энергии) отлична от нуля, если с другой стороны барьера имеются состояния с равной или меньшей энергией. Эта вероятность имеет существенное значение только, при большой напряженности поля и малой ширине барьера. При этом образуются парные заряды электрон — дырка, увеличивающие ток через переход. По этому туннельный будет характерен для узких (тонких) переходов.

Лавинный пробой возникает в том случае если не основные носители, попадающие в поле области объемного заряда, приобретают энергию, достаточную для разрыва валентной связи. При столкновении с решеткой кристалла они выбивают из связи валентный электрон. В результате этого также возникает парный заряд, увеличивающий ток через переход. Для того чтобы носители заряда успели приобрести за время движения в переходе достаточную энергию, время их дрейфа должно быть относительно велико. Поэтому ударная ионизация наблюдается только в достаточно широких переходах, т. е. в переходах на относительно высокоомном материале

Как в первом, так и во втором случае сопротивление перехода начинает падать, ток резко возрастает. Так как эти два случая являются предельными, то часто мы будем иметь дело с переходами, в которых будут действовать оба указанных механизма.

Результаты экспериментальных исследований показывают, что как у сплавных, так и у диффузионных германиевых и кремниевых переходов туннельный пробой наблюдается в основном при удельных сопротивлениях менее  $0,1 \text{ ом/см}$ . Напряжения туннельного пробоя составляют при этом менее  $2\text{В}$  для германиевых и менее  $5\text{В}$  для кремниевых переходов. Пробивные напряжения свыше  $7\text{В}$  для кремниевых и свыше  $5\text{В}$  для германиевых переходов соответствуют лавинному пробоя. Промежуточные значения соответствуют одновременному существованию обоих видов пробоя. ВАХ для туннельного и лавинного пробоев оказываются довольно сходными, и практически не всегда можно с уверенностью сказать, какая из причин вызвала пробой.

Температурная зависимость напряжения туннельного пробоя будет определяться температурной зависимостью ширины запрещенной зоны. С ростом температуры ширина запрещенной зоны уменьшается, вероятность туннелирования возрастает, и напряжение пробоя падает.

Температурная зависимость напряжения лавинного пробоя зависит от температурной зависимости длины свободного пробега носителей тока. При рассеянии носителей на решетке подвижность носителей уменьшается. Поэтому для того, чтобы носитель при меньшей длине свободного пробега приобрел энергию, достаточную для ионизации валентных связей, поля в переходе должны иметь большую величину. Это приводит к тому, что напряжение пробоя будет увеличиваться с ростом температуры.

Таким образом, напряжения туннельного и лавинного пробоев имеют противоположные знаки изменения напряжения пробоя с изменением температуры ( $\frac{dU_n}{dT}$ ). Изменение знака происходит при концентрациях порядка  $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . В этой области ( $U_n = 5 \div 6 \text{ В}$ ) изменения напряжения пробоя с температурой будут минимальными.

Тепловой пробой может иметь место в тех случаях, когда не обеспечивается необходимый отвод тепла от перехода, работающего в режиме выпрямления больших токов.

Явление поверхностного пробоя заключается в следующем. Поверхностный заряд, имеющийся практически всегда на поверхности полупроводника в месте выхода  $p$ - $n$  перехода на

поверхность, может сильно исказить картину поля в переходе. Это в свою очередь повлияет на ширину перехода на поверхности и как следствие может увеличить вероятность пробоя.

### Методика эксперимента

Исследовать пробой  $p-n$ -перехода можно с помощью полупроводникового стабилитрона. Полупроводниковым стабилитроном называется электронный прибор, предназначенный для получения опорного (стабильного) напряжения. Этот прибор состоит из  $p-n$ -перехода, системы контактов и корпуса.

Для наблюдения пробоя  $p-n$ -перехода необходимо его включить в обратном смещении (рис. 2). Для обеспечения защиты стабилитрона от неограниченного возрастания тока при превышении напряжения генератора выше напряжения пробоя необходимо использовать ограничивающее сопротивление  $R$ .

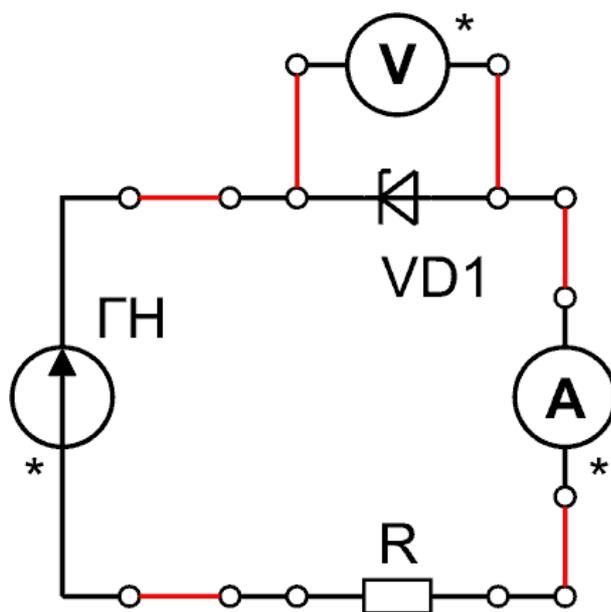


Рис. 2

### Рекомендуемое задание

1. Получить данные для построения обратной ветви ВАХ, задаваясь разными значениями обратного напряжения на ГН и измеряя соответствующие значения обратного тока стабилитрона. При различных значениях температуры. Рекомендуемые значения 300К, 330К, 360К, 390К. Построить графики.
2. По результатам п. 1 построить график зависимости напряжения стабилизации от температуры при постоянном токе стабилизации  $U_c = f(T)_{I = const}$ . Рекомендуемое значение тока стабилизации 20 мА.

## 5. Контакт металл-полупроводник

**Цель работы:** Изучить физические процессы, возникающие в контакте металл-полупроводник.

**Требуемое оборудование, входящее в состав модульного учебного комплекса МУК-ТТ1:**

- |   |       |
|---|-------|
| 1. Блок амперметра-вольтметра АВ1                 | 1 шт. |
| 2. Блок генератора напряжений ГНЗ                 | 1 шт. |
| 3. Стенд с объектами исследования СЗ-ТТ01         | 1 шт. |
| 4. Соединительные провода с наконечниками Ш4-Ш1.6 | 6 шт. |

### Краткое теоретическое введение

Рассмотрим явления в контакте металл – полупроводник при отсутствии поверхностных состояний. Возьмем контакт электронного полупроводника (*n*-типа) и металла в предположении, что работа выхода электрона из полупроводника  $A_{п}$  меньше работы выхода электрона из металла  $A_{м}$ , то есть  $A_{п} < A_{м}$ .

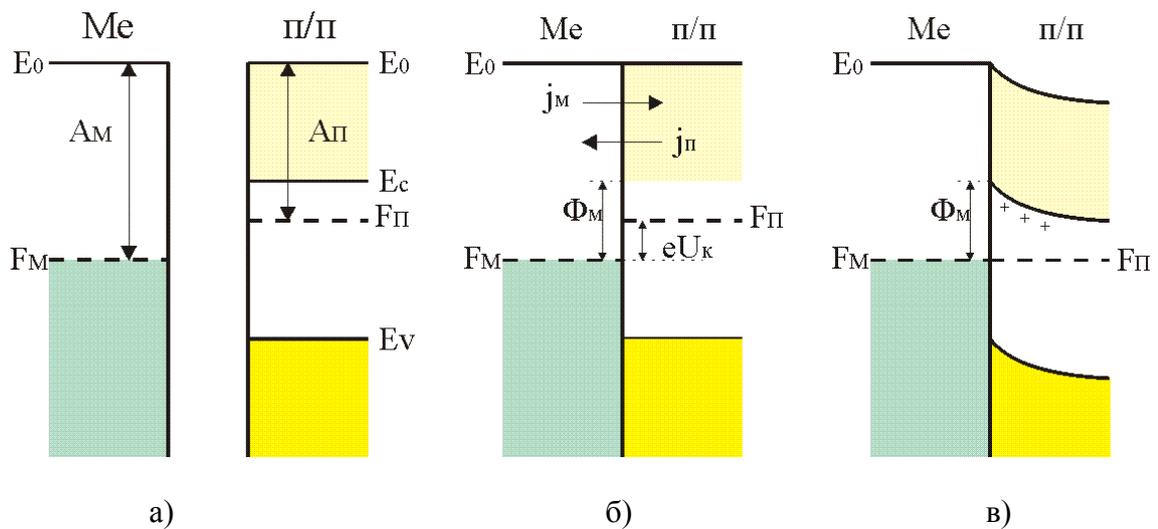


Рис. 1

На рисунке 1а показана зонная энергетическая диаграмма металла (Me) и полупроводника (п/п) не находящихся в контакте друг с другом. Термодинамическая работа выхода – это расстояние от уровня вакуума  $E_0$  до уровня Ферми в металле  $A_M$  или в полупроводнике  $A_{п}$ .

Если обеспечить идеальный контакт металла и полупроводника (т.е. такой контакт, при котором отсутствует вакуумный или диэлектрический слой между Me и п/п), то электроны будут переходить преимущественно из полупроводника в металл (так как уровень Ферми в полупроводнике в момент соединения с металлом лежит выше, чем в металле,  $F_{п} > F_M$ ) (рис.1б). При этом металл заряжается отрицательно, а в полупроводнике возникнет положительный заряд, создаваемый нескомпенсированными донорами, которые получены при уходе электронов проводимости в металл. Этот поток электронов будет иметь место до тех пор, пока уровни Ферми  $F_{п}$  и  $F_M$  не выровняются, после чего установится динамическое равновесие (токи  $j_{п}$  и  $j_M$  будут

равны друг другу). Между металлом и полупроводником возникает контактная разность потенциалов.

$$U_k = \frac{A_M - A_{II}}{e} \quad (1)$$

Заряд на поверхности металла будет находиться в пределах длины экранирования Томсана-Ферма, которая примерно равна 0.05 нм. Т.к. концентрация доноров на несколько порядков меньше концентрации электронов в металле, то нескомпенсированные доноры займут значительный по толщине слой полупроводника  $L$ , сравнимый с шириной обедненной области p-n перехода, и энергетические зоны в полупроводнике изогнутся вверх (рис. 1в)

Наличие потенциального барьера на границе металл – полупроводник приводит к тому, что возможно явление выпрямления переменного тока, а ВАХ для постоянного тока будет несимметричной.

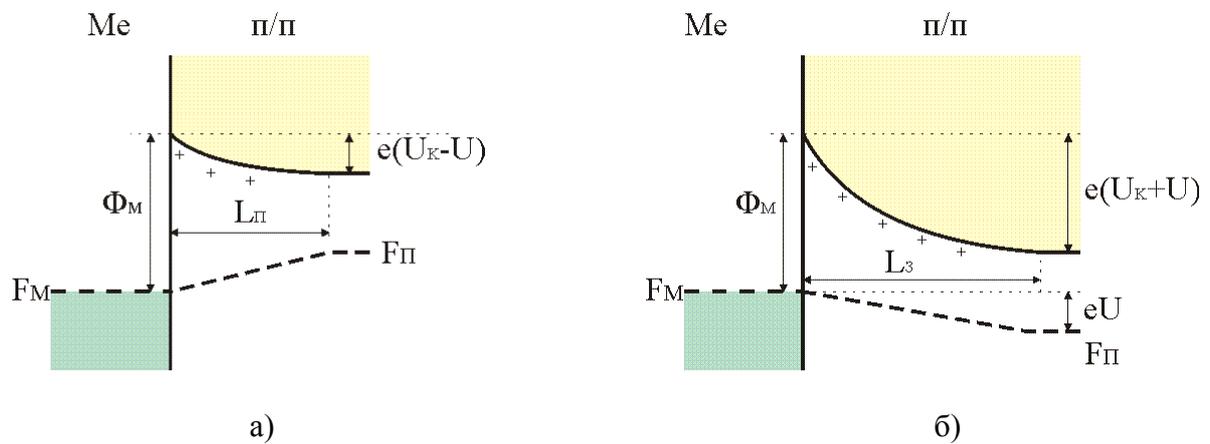


Рис.2

За положительное напряжение  $U$  примем такое напряжение, когда металл имеет положительный потенциал относительно полупроводника. Так как в области объемного заряда  $L$  (в приконтактной области полупроводника) свободных электронов практически нет, то удельное сопротивление этой области очень велико и все внешнее напряжение будет падать здесь. При  $U > 0$  все уровни в полупроводнике сдвинутся вверх на величину  $eU$ , рис. 2а. Переход электронов из полупроводника в металл облегчится, высота барьера со стороны полупроводника уменьшится, а со стороны металла высота барьера останется той же самой  $\Phi_M$ . Результирующий поток электронов направлен от полупроводника к металлу и увеличивается с ростом напряжения. При этом ширина обедненной области  $L_{II}$  уменьшится.

При  $U < 0$  все уровни в полупроводнике сдвинутся вниз на величину  $eU$ , рис.2б, и высота потенциального барьера со стороны полупроводника увеличится, а со стороны металла вновь не изменится. Вследствие этого поток электронов  $j_p$  со стороны полупроводника уменьшится, и при увеличении  $U$  этот поток станет очень мал. Поэтому через барьер будет проходить только постоянный поток электронов из металла и результирующий поток будет идти из металла в полупроводник. При этом ширина обедненной области  $L_3$  увеличится.

Процесс протекания тока через выпрямляющий контакт существенно зависит от того, испытывают ли электроны соударения при прохождении через запирающий слой или нет. Первый случай реализуется тогда, когда длина свободного пробега  $l$  электрона меньше толщины запирающего слоя  $d$ , а второй при обратном соотношении. В соответствии с этим существует две теории выпрямления: диффузионная ( $l \ll d$ ) и диодная ( $l \gg d$ ). На рис. 3 показаны ВАХ, полученные согласно диодной (кривая 1) и диффузионной (кривая 2) теории.

В обоих случаях в прямом смещении ток через диод определяется экспоненциальным членом:  $I \sim \left( e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right)$ . При обратном смещении экспоненциальный член становится мал по

сравнению с единицей, и при больших значениях напряжения в толстом слое ток растет пропорционально  $U^{\frac{1}{2}}$ , а в тонком стремиться к насыщению.

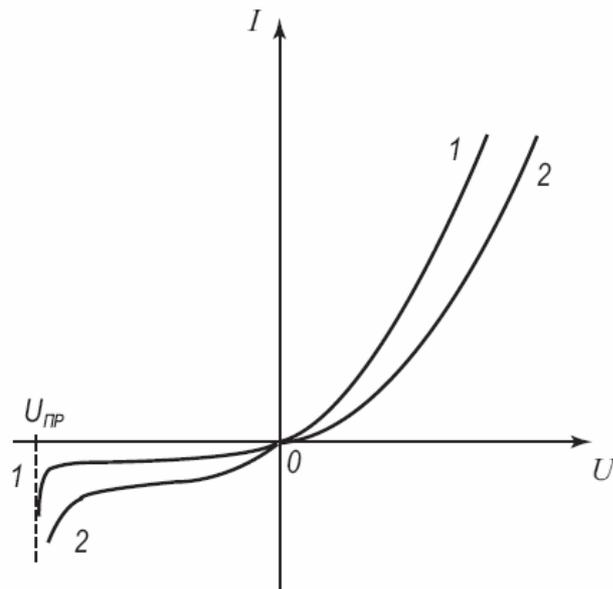


Рис. 3

Для большинства реальных контактов идеальная ситуация, рассмотренная ранее, никогда не достигается. Это связано с тем, что поверхность полупроводника всегда может содержать тонкий диэлектрический слой окисла, молекулы воды, ионы различных веществ, а также другие органические и неорганические загрязнители. По этой причине ВАХ реальных полупроводниковых приборов на основе контакта металл-полупроводник (диодов Шоттки) может не совпадать с теоретической.

### Методика эксперимента

Исследовать свойства выпрямляющего контакта металл-полупроводник можно с помощью диода Шотки, который состоит из перехода металл-полупроводник, системы металлических выводов и корпуса.

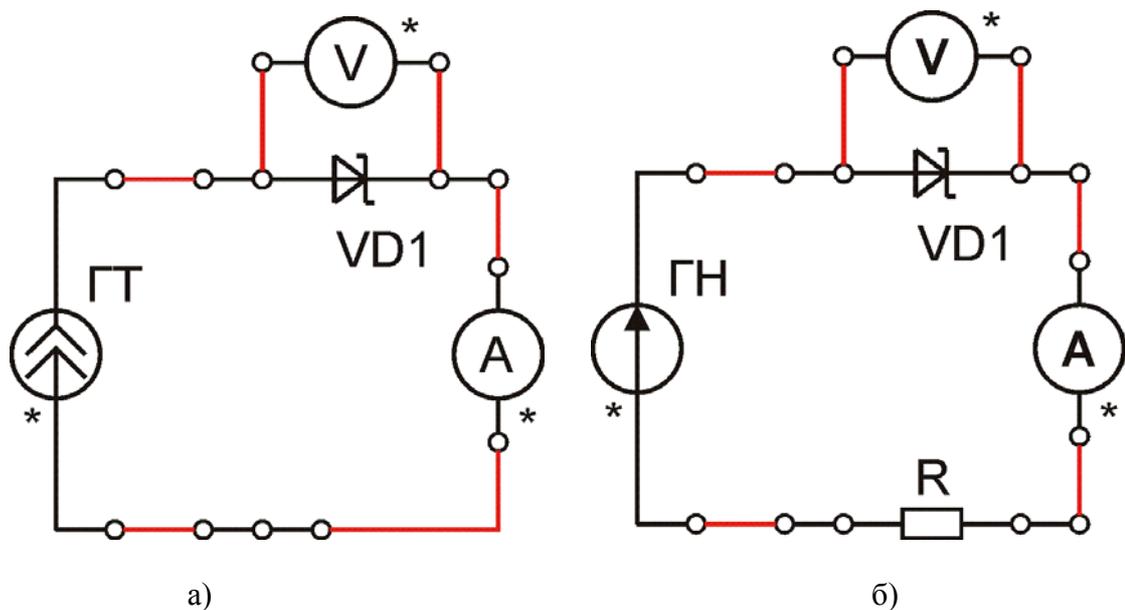


Рис. 5

При прямом смещении ВАХ имеет большую крутизну: при малом изменении прямого напряжения ток диода изменяется резко. Для экспериментального исследования ВАХ в этом случае проще и точнее устанавливать величину тока, а напряжение, полученное на диоде, измерять. Для этого в качестве источника необходимо применять либо «генератор тока» (рис. 5а), либо гасящее сопротивление R (рис. 5б).

ВАХ при обратном включении диода: даже при больших изменениях напряжения ток изменяется незначительно. В этом случае предпочтительнее использовать «генератор напряжений» для установки напряжения на диоде, а ток диода измерять (рис. 6).

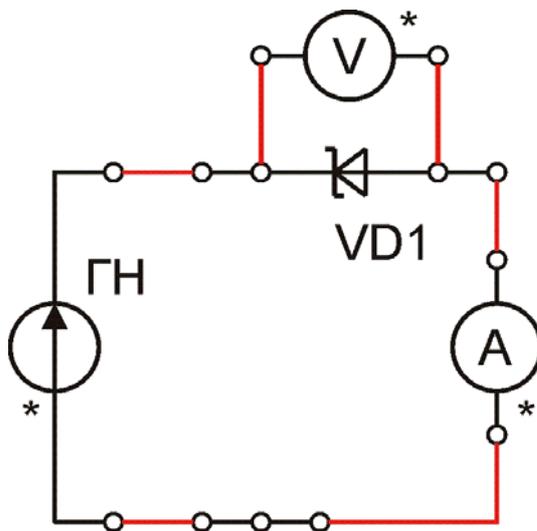


Рис. 6

### Рекомендуемое задание

1. Перед выполнением работы изучить вводную часть данного описания.
2. Собрать установку по соответствующей схеме прямого, а затем обратного включения диода, указанной на рабочем месте.
3. Получить данные для построения прямой ветви ВАХ, задаваясь разными значениями прямого тока и измеряя соответствующие значения прямого напряжения на диоде.
4. Исследовать при заданном значении прямого тока зависимость прямого напряжения на диоде от температуры:  $U = f(T)_{I = const}$ .
5. Получить данные для построения обратной ветви ВАХ, задаваясь разными значениями обратного напряжения на ГН и измеряя соответствующие значения обратного тока диода.
6. Исследовать при заданном значении обратного напряжения зависимость обратного тока диода от температуры  $I' = f(T)_{U' = const}$ .
7. Построить на графике выбирая соответствующие масштабы тока и напряжения на осях координат, ВАХ для прямой и обратной ветвей.
8. Построить графики зависимостей по п. 4 и 6.

## 6. Эффект Холла в примесных полупроводниках.

**Цель работы:** Изучить эффект Холла в примесных полупроводниках. Ознакомиться с методом измерения концентрации и подвижности основных носителей тока в примесных полупроводниках с помощью эффекта Холла.

**Требуемое оборудование, входящее в состав модульного учебного комплекса МУК-ТТ1:**

- |   |       |
|---|-------|
| 1. Блок амперметра-вольтметра АВ1                 | 1 шт. |
| 2. Блок генератора напряжений ГНЗ                 | 1 шт. |
| 3. Стенд с объектами исследования СЗ-ЭХ01         | 1 шт. |
| 4. Соединительные провода с наконечниками Ш4-Ш1.6 | 6 шт. |

### *Краткое теоретическое введение*

Пусть по образцу, имеющему форму прямоугольного параллелепипеда, протекает электрический ток силой  $I$ , поддерживаемый источником (рис.1). Найдём на нижней и верхней гранях точки 3 и 4, лежащие на одной эквипотенциальной поверхности (т. е. точки, разность потенциалов между которыми при протекании тока равна нулю) и припаём к ним измерительные зонды. Поместим образец в поперечное магнитное поле, как показано на рис.1. Теперь на движущиеся носители тока будет действовать сила Лоренца, в результате между точками 3 и 4 возникнет разность потенциалов. Это напряжение  $U_X$  называется напряжением Холла, а само явление – поперечным эффектом Холла.

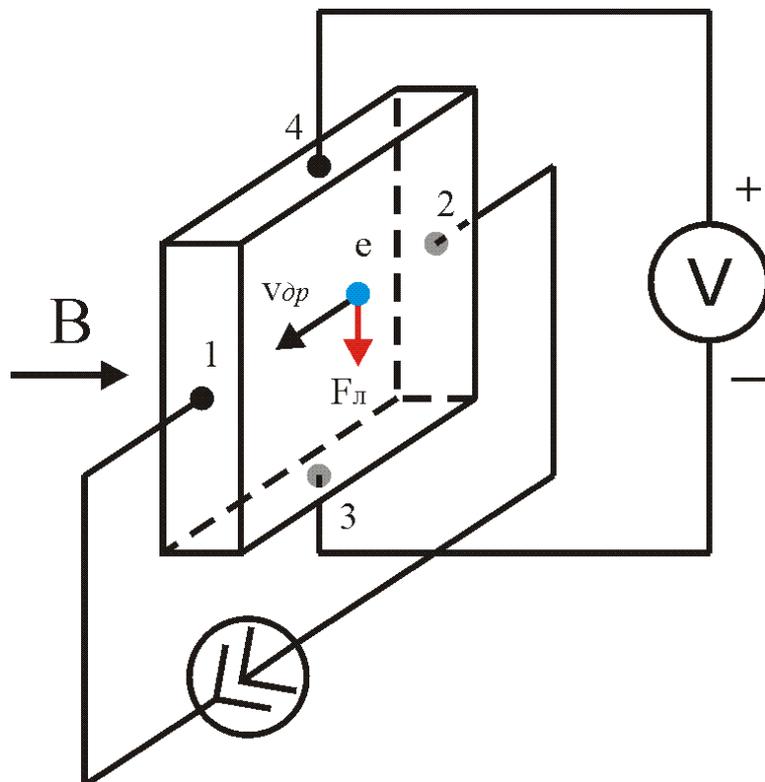


Рис.1

Опыт показывает, что

$$U_X = R_X \frac{I \cdot B}{b}, \quad (1)$$

где  $I$  - сила тока протекающего через образец;  
 $B$  - индукция магнитного поля;  
 $b$  - толщина образца (размер по магнитному полю);  
 $R_X$  - постоянная Холла, зависящая от рода вещества.

Рассмотрим механизм появления поперечной разности потенциалов в примесном полупроводнике. Если носителями тока в образце являются отрицательно заряженные электроны (полупроводник  $n$  - типа), их дрейфовая скорость  $\vec{v}_{др}$  направлена против направления тока. Сила Лоренца  $\vec{F}_L$ , действующая на каждый электрон, перпендикулярна как вектору дрейфовой скорости, так и вектору магнитной индукции  $\vec{B}$  и равна

$$\vec{F}_L = q_e \cdot [\vec{v}_{др}, \vec{B}],$$

где  $q_e$  - заряд электрона.

Сила Лоренца для ситуации, которая изображена на рис.1, будет смещать электроны к нижней грани образца (точка 3), в результате чего грань получит избыточный отрицательный заряд. На верхней грани за счет оттока от нее электронов возникнет нескомпенсированный положительный заряд ионов донорной примеси. Перераспределение заряда приведет к появлению в пространстве между гранями электрического поля, вектор напряженности которого  $\vec{E}$  направлен от положительно заряженной грани к отрицательно заряженной. Электроны будут испытывать со стороны этого электрического поля действие силы, направленной против  $\vec{E}$ :

$$\vec{F}_{эл} = q_e \vec{E}.$$

Из сказанного следует, что на электрон внутри образца действуют одновременно две поперечные противоположно направленные силы: сила Лоренца и сила со стороны электрического поля. Накопление избыточного заряда на гранях образца прекратится, когда векторная сумма этих сил станет равной нулю. Достигнутое при этом состояние называется стационарным, т.е. не меняющимся со временем. Для этого состояния выполняется равенство

$$F_L = q_e E_X,$$

где  $E_X$  - напряженность холловского поля, которая связана с холловской разностью потенциалов  $U_X$  между точками 3 и 4 образца формулой

$$E_X = \frac{U_X}{d}.$$

Если для изготовления исследуемого образца используется примесный полупроводник  $p$  - типа, в котором основными носителями тока являются положительно заряженные дырки, то направление их движения будет совпадать с направлением тока. Сила Лоренца, действующая на дырки со стороны магнитного поля  $\vec{B}$  (рис.1) будет направлена по-прежнему к нижней грани. Следовательно, нижняя грань такого датчика получит избыточный положительный заряд, а

верхняя – отрицательный. Знак заряда граней легко установить по знаку разности потенциалов между гранями, то есть по знаку величины  $U_X$ .

Любой примесный полупроводник при достаточно высокой для него температуре становится собственным. У собственного полупроводника концентрации свободных электронов и дырок одинаковы. Чтобы быть уверенными, что исследуемый образец содержит один тип носителей тока, необходимо определить рабочий диапазон температур. Для этого достаточно экспериментально получить зависимость  $\ln \sigma$  от  $\frac{1}{T}$ , где  $\sigma$  - электропроводность полупроводникового образца при абсолютной температуре  $T$ . Из теории известно, что эта зависимость имеет вид, представленный на рис.2.

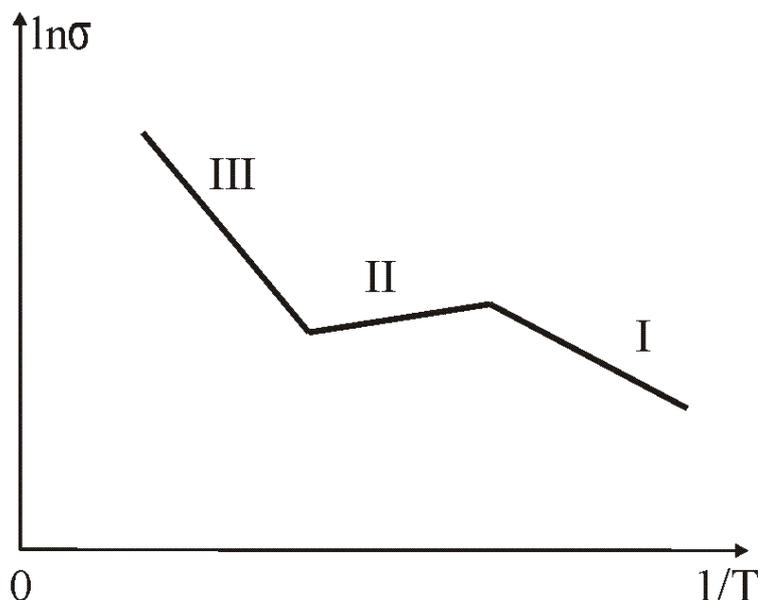


Рис. 2

Здесь первый участок зависимости, который наблюдается при низких температурах, соответствует примесной проводимости, второй при средних температурах – насыщению примесной проводимости, а третий при высоких температурах собственной проводимости. Для измерений подходит диапазон температур, соответствующий области примесной проводимости и области насыщения примесной проводимости. В этом диапазоне температур концентрация носителей тока одного знака существенно превышает концентрацию носителей другого знака.

Если, как предполагалось выше, датчик изготовлен из донорного полупроводника, то его электропроводность определяется формулой

$$\sigma = q_e n \mu, \quad (2)$$

где  $n$  - концентрация свободных электронов;  
 $\mu$  - подвижность носителей тока, которая равна:

$$\mu = \frac{v_{dp}}{E},$$

где  $v_{dp}$  - дрейфовая скорость носителей тока при напряженности электрического поля  $E$ .

Постоянная Холла в области температур, для которой концентрация свободных электронов много больше концентрации дырок, определяется формулой

$$R_X = a \frac{1}{q_e n}, \quad (3)$$

где  $a$  - поправочный множитель учитывает механизм рассеяния носителей тока в полупроводнике. Для низких температур, когда основным является рассеяние на ионах примеси, он равен  $a = 1,93$ .

Все эти характеристики зависят от температуры  $T$  и от типа рассеяния. При низких температурах

$$\mu \sim T^{3/2};$$

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{\Delta E_a}{k_B T}\right),$$

где  $\Delta E_a$  - энергия активации примеси;

$k_B$  - постоянная Больцмана.

### Методика эксперимента

Электропроводность образца  $\sigma$  величина обратная его удельному сопротивлению  $\rho$ :

$$\sigma = \frac{1}{\rho}.$$

Удельное сопротивление связано с сопротивлением образца, измеряемым на участке между точками 1 и 2:

$$R_{12} = \rho \frac{L_{12}}{bd},$$

где  $L_{12}$  - расстояние между точками 1 и 2 образца;

$bd$  - площадь поперечного сечения образца.

Сопротивление, сила тока и продольное напряжение между точками 1 и 2 связаны между собой через закон Ома:

$$IR_{12} = U_{12}.$$

Из полученной системы уравнений следует рабочая формула для экспериментального определения электропроводности:

$$\sigma = \frac{I \cdot L_{12}}{U_{12} \cdot bd}. \quad (4)$$

На рис.3 представлена схема для измерения электропроводности образца.

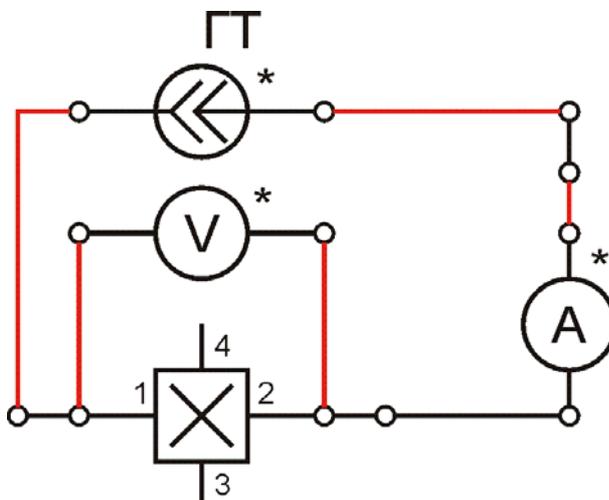


Рис. 3

Холловское напряжение  $U_X$  измеряется между точками 3 и 4 образца (рис. 4), которые должны быть эквипотенциальны при нулевом значении индукции магнитного поля  $\vec{B}$ . Однако практически расположить точки 3 и 4 на одной эквипотенциальной поверхности невозможно. Поэтому между этими точками, кроме холловской разности потенциалов  $U_X$ , имеется дополнительная продольная разность потенциалов  $\Delta U$ , по величине не меньшая холловской. Эту погрешность необходимо исключить. Воспользуемся для этого тем, что при изменении направления вектора магнитной индукции  $\vec{B}$  на противоположное, при сохранении направления тока  $I$ , знак холловского напряжения  $U_X$  изменяется, а знак продольной разности потенциалов  $\Delta U$  не изменяется. Следовательно, при одном направлении  $\vec{B}$  напряжение между точками 3 и 4, будет составлять:

$$U'_{34} = U_X + \Delta U.$$

А при обратном направлении  $\vec{B}$ :

$$U''_{34} = -U_X + \Delta U.$$

Вычтя из первого выражения второе и выразив  $U_X$ , получим формулу, в которой погрешность  $\Delta U$  исключена:

$$U_X = \left| \frac{U'_{34} - U''_{34}}{2} \right|. \quad (5)$$

Для усиления сигнала с датчика Холла используется неинвертирующий усилитель с коэффициентом усиления 100. Вольтметр необходимо подключить к выходу этого усилителя.

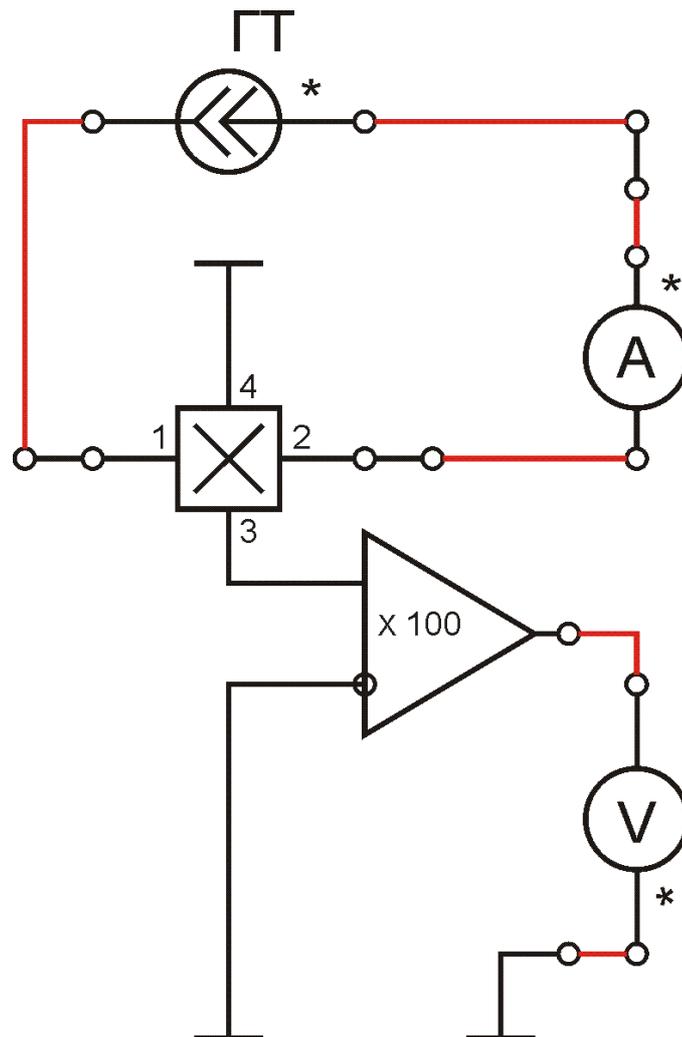


Рис. 4

### Рекомендуемое задание

1. Соберите электрическую схему по рис.3. В качестве источника подключите генератор тока. Рекомендуемое значение силы тока 1 мА. Изменяя температуру  $T$  от комнатной до максимальной (380K), измерьте продольное напряжение  $U_{12}$ .
2. Вычислите электропроводность  $\sigma$  по формуле 4 и величину  $\ln \sigma$  для каждого значения  $T$ .
3. Постройте график зависимости  $\ln \sigma$  от величины  $\frac{1}{T}$ . Определите по графику диапазон температур, соответствующий одному типу проводимости.
4. Снять зависимость холловского напряжения  $U_X$  от величины магнитного поля  $B$  при постоянной силе тока и постоянной температуре из выбранного диапазона. Измерения проводить, пользуясь методикой, приводящей к формуле (5).
5. Снять зависимость холловского напряжения  $U_X$  от величины тока  $I$  при постоянной величине магнитного поля  $B$  и постоянной температуре  $T$  из выбранного диапазона. Измерения проводить, пользуясь методикой, приводящей к формуле (5).
6. Снять зависимость холловского напряжения  $U_X$  от температуры при постоянной величине магнитного поля  $B$  и постоянном токе  $I$ . Измерения производить в найденном диапазоне температур. Измерения холловского напряжения  $U_X$  проводить, пользуясь методикой, приводящей к формуле (5).
7. Оцените значения по формуле 1  $R_X$  для разных температур;
8. Оцените значения по формуле 3  $n$  для разных температур;
9. Оцените значения по формуле 2  $\mu$  для разных температур;
10. По знаку  $U_X$  определите тип полупроводника ( $n$  или  $p$ ).

Учебное издание

# Физика твердого тела

*Методические указания к лабораторному практикуму  
для студентов, обучающихся по направлению подготовки  
12.03.03 «Фотоника и оптоинформатика»*

Составитель: Вотинов Г.Н.

Издается в авторской редакции

---

Подписано в печать 4.09.2017. Формат 60×90/16.  
Усл. печ. л. 3,5. Тираж XX экз. Заказ № XXX/2017.

---

Отпечатано в Издательстве  
Пермского национального исследовательского  
политехнического университета.  
Адрес: 614000, г. Пермь, Комсомольский пр., 29, к. 115.  
Тел. (342) 219-80-33